Über hochenergetische Kernstösse von α-Teilchen der kosmischen Strahlung

Inauguraldissertation

der Philosophischen Fakultät II
der Universität Bern zur Erlangung der Doktorwürde
vorgelegt von

Walter Winkler
von Zell (Zürich) und Basel

Gekürzte, von der Fakultät genehmigte Fassung.
Mikrofilmkopien der ungekürzten Dissertation sind von der Stadt- und Hochschulbibliothek Bern erhältlich.

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG.
1956

Über hochenergetische Kernstösse von α-Teilchen der kosmischen Strahlung

Inauguraldissertation

der Philosophischen Fakultät II
der Universität Bern zur Erlangung der Doktorwürde
vorgelegt von

Walter Winkler
von Zell (Zürich) und Basel

Gekürzte, von der Fakultät genehmigte Fassung.
Mikrofilmkopien der ungekürzten Dissertation sind von der Stadt- und Hochschulbibliothek Bern erhältlich.

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG.
1956

Von der philosophischen Fakultät II auf Antrag des Herrn Prof. Dr. F. G. Houtermans angenommen.

Bern, den 27. Oktober 1955.

Der Dekan:
Prof. Dr. W. Feitknecht.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderabdruck aus Helvetica Physica Acta, 29. Jahrgang, Nr. 3, 1956.

Meinen lieben Eltern und meiner lieben Gattin

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547620_0093

Über hochenergetische Kernstösse von α-Teilchen der kosmischen Strahlung

von **Walter Winkler.**

I. Einleitung.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Untersuchung von 34 „Sternen", die durch hochenergetische Heliumkerne der kosmischen Strahlung in der photographischen Emulsion erzeugt worden sind. In der Literatur findet sich ein beträchtliches experimentelles Material [1–10], in welchem die Erzeugung von „Schauern" durch Kerne der kosmischen Strahlung besprochen wird. Doch hat man sich meistens auf „Sterne" mit höchstens vier „schwarzen" Spuren beschränkt, eine Einschränkung, die wir teilweise haben fallen lassen.

Die untersuchten Sterne stammen von drei verschiedenen Ballonflügen auf je ca. 30 km Höhe mit einer Dauer von ungefähr 3, –7 und 40 Stunden. Total sind 117 cm^3 Emulsion mit einer 200fachen Vergrösserung durchmustert worden. Die Identifizierung des primären α-Teilchens ist durch Messung der Ionisation nach der Methode der mittleren Lückendichte[11]) vorgenommen worden. Wir fanden für die mittlere Lückendichte der α-Teilchen 0,84 μ und für die „Schauerteilchen" 3,38 μ.

II. Ermittlung der Winkelverteilung und Fehlerbetrachtung.

Wir bezeichnen den Winkel, welchen die Spur des primären Heliumkernes mit der Photoplattenebene einschliesst, mit α, denjenigen eines „Schauerteilchens" mit ψ; den auf die Plattenebene projizierten Winkel zwischen der Spur des Primär- und der Spur des „Schauerteilchens" mit φ. Für den räumlichen Winkel Θ_L zwischen den beiden Spuren erhalten wir

$$\cos \Theta_L = \sin \alpha \sin \psi + \cos \alpha \cos \psi \cos \varphi. \qquad (1)$$

Die Winkel φ sind für $\varphi \geqslant 2^0$ mit dem Leitzschen Winkelokular und für $\varphi < 2^0$ auf dem Koordinaten-Komparator von Leitz durch Messen von Koordinatendifferenzen bestimmt worden.

Der Einfluss des Fehlers von φ auf Θ_L beträgt

$$d\Theta_L(\alpha, \psi, \Theta, \varphi, d\varphi) = \frac{\cos\alpha \cos\psi \sin\varphi}{\sin\Theta} d\varphi \,. \tag{2}$$

Der maximale Fehler in φ beträgt ± 5 Minuten. Zur Beurteilung des Fehlers in Θ_L kann der Fehler von φ gegenüber den Fehlern in α und ψ vernachlässigt werden. α und ψ sind durch Höhendifferenzmessungen mit dem Mikroskop bestimmt worden. Ist η die Höhendifferenz der Primärspur und ξ diejenige der Sekundärspur, so erhalten wir für $d\Theta_L$

$$d\Theta_L = -\frac{1}{\sin\Theta_L}\left\{\frac{\delta\cos\Theta_L}{\delta\eta} d\eta + \frac{\delta\cos\Theta_L}{\delta\xi} d\xi\right\}. \tag{3}$$

III. Die Bestimmung der Energie des Primärteilchens aus der Winkelverteilung der „Schauerteilchen".

Wir haben die Energie des primären Heliumkernes unter der Voraussetzung, dass ein Nukleon-Nukleon-Stoss stattgefunden hat, bestimmt. Wir definieren als S-System ein solches, in welchem die Summe der Impulse Null ist, und setzen darin Symmetrie [3][8]) der emittierten Teilchen bezüglich einer Ebene senkrecht zur Spur des Primärteilchens voraus. Mit Hilfe der relativistischen Mechanik erhalten wir

$$E \text{ (pro primäres Nukleon)} = m_0 c^2[2\gamma_s^2 - 1], \tag{4}$$

wobei mit E die Total- und mit m_0c^2 die Ruhe-Energie des Nukleons bezeichnet wird.

$$\gamma_s = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_s^2}} \; ; \quad \beta_s = \frac{v_s}{c} \,, \tag{5}$$

wobei v_s die Geschwindigkeit des S-Systems gegen das Laborsystem ist.

Liegt im Laborsystem die Hälfte aller emittierten Teilchen innerhalb eines Kegels vom halben Öffnungswinkel $\Theta_{\frac{1}{2}L}$, so entspricht diesem Winkel im S-System der Winkel $\Theta_s = \pi/2$. Ist die Verteilung im S-System nicht isotrop, so ist $\Theta_s < \pi/2$. Diesen Fall werden wir in den Abschnitten IV und V besprechen. Durch Anwendung der Lorentztransformation erhalten wir, falls $\Theta_s = \pi/2$ und $v_s/v_{sM} = 1$ gesetzt werden, wobei v_{sM} die Geschwindigkeit der Mesonen im S-System ist,

$$E \text{ (pro primäres Nukleon)} = m_0 c^2 \left[\frac{2}{\sin^2 \Theta_{\frac{1}{2}L}} - 1\right]. \tag{6}$$

In Tabelle 1 sind die nach (6) bestimmten Energien mit den nach (3) berechneten Fehlern aufgeführt.

Tabelle 1.

Stern	N_h	n_g	n_s	Halbwinkel	Energie in $m_0 c^2$
1	1	0	24	3,0°	700 ±100
2	5	1	6	4,3°	340 ± 30
3	3	1	10	4,5°	310 ± 30
4	4	1	9	5,3°	225 ± 25
5	4	1	11	5,3°	225 ± 20
6	8	3	10	6,7°	141 ± 10
7	0	4	27	7,0°	130 ± 10
8	3	0	11	8,6°	85 ± 5
9	4	0	19	9,8°	74 ± 5
10	1	0	6	10,6°	58 ± 2
11	2	1	9	11,0°	52 ± 2
12	1	0	6	11,2°	52 ± 2
13	6	4	7	11,5°	48 ± 2
14	5	4	17	11,8°	45 ± 2
15	3	0	7	12,2°	44 ± 2
16	2	1	9	13,0°	38 ± 2
17	4	3	7	13,0°	38 ± 2
18	2	1	13	13,1°	38 ± 2
19	2	0	14	13,6°	35 ± 2
20	4	0	25	14,0°	33 ± 2
21	3	0	12	14,1°	33 ± 2
22	15	6	14	14,4°	31 ± 2
23	5	1	11	14,8°	29,5± 2
24	2	1	9	15,6°	28 ± 2
25	11	4	29	15,5°	27 ± 2
26	9	0	11	17,0°	23 ± 2
27	11	3	12	16,9°	22 ± 1
28	3	1	8	8,0°	18 ± 1
29	2	0	10	20,0°	16 ± 1
30	2	0	12	20,5°	16 ± 1
31	8	4	8	21,7°	14 ± 0,5
32	3	2	6	25,0°	10,2± 0,5
33	6	5	12	22,0°	13,5± 0,5
34	3	1	16	22,2°	11,8± 0,5

In der ungekürzten Arbeit wird die Transformationsgleichung

$$\operatorname{tg} \Theta_L = \frac{1}{\gamma_s} \frac{\sin \Theta_s}{\cos \Theta_s + \beta_s / \beta_{s\,M}} \tag{7}$$

an Hand von Figuren eingehend diskutiert. Wir haben die folgenden drei Fälle zu unterscheiden: 1. $\beta_s/\beta_{sM} < 1$, 2. $\beta_s/\beta_{sM} > 1$ und 3. $\beta_s/\beta_{sM} = 1$.

1. Fall: $\beta_s/\beta_{sM} < 1$,

d. h. die Geschwindigkeit der Mesonen im S-System ist grösser als die Geschwindigkeit des Schwerpunktes gegen das Laborsystem. Dieser Fall kann aus energetischen Gründen nur bei kleiner Multiplizität[12]) vorhanden sein. Aus der Transformationsgleichung (7) folgt, falls wir $\gamma_s \operatorname{tg} \Theta_L$ mit $\operatorname{tg} \Theta_L^*$ bezeichnen, dass zu jedem Θ_L^* genau ein Θ_s existiert.

2. Fall: $\beta_s/\beta_{sM} > 1$,

d. h. die Geschwindigkeit der Mesonen im S-System ist kleiner als die Geschwindigkeit des Schwerpunktes gegen das Laborsystem. Dieser Fall ist aus energetischen Gründen bei grosser Multiplizität[12]) stets vorhanden. Aus (7) folgt

$$\operatorname{tg} \Theta_L < \sqrt{1-\beta_s^2} < 1 \tag{8}$$

und daraus für den maximalen Öffnungswinkel im Laborsystem $\Theta_L \text{ Max} < \pi/2$, falls $\beta_s/\beta_{sM} > 1$. Für den Maximalwinkel Θ_s Max im S-System folgt

$$\cos \Theta_s \text{ Max} = -\frac{\beta_{sM}}{\beta_s}. \tag{9}$$

Peyrou et al.[13]), der als Erster auf die Existenz eines Grenzwinkels Θ_s Max im S-System hingewiesen hat, gab folgende Formel

$$\sin \Theta_L \text{ Max} = \frac{\beta_{sM}}{\sqrt{1-\beta_{sM}^2}} \cdot \frac{\sqrt{1-\beta_s^2}}{\beta_s}, \tag{10}$$

welche mit (9) identisch ist.

3. Fall: $\beta_s/\beta_{sM} = 1$.

In diesem Falle ist $\operatorname{tg} \Theta_s/2$ lediglich der um den Faktor γ_s vergrösserte $\operatorname{tg} \Theta_L$. Speziell für $\Theta_L < 5^0$ folgt

$$\gamma_s \Theta_L \approx \frac{\Theta_s}{2}. \tag{11}$$

IV. Die Bestimmung der Mesonengeschwindigkeit β_{sM} im S-System.

Aus Gleichung (10) lässt sich nach Peyrou et al.[13]) und Hoang[2]) das $\gamma_{sM} = 1/\sqrt{1-\beta_{sM}^2}$, falls die Mesonengeschwindigkeiten β_{sM} im S-System nicht stark voneinander verschieden sind, berechnen:

$$\sin \Theta_L \,\mathrm{Max} = \frac{\beta_{sM}}{\sqrt{1-\beta_{sM}^2}} \cdot \frac{\sqrt{1-\beta_s^2}}{\beta_s}, \tag{10}$$

also falls $\beta_s \approx \beta_{sM}$

$$\gamma_{sM} \approx \gamma_s \sin \Theta_L \,\mathrm{Max} \tag{11}$$

und daraus

$$\beta_{sM} \approx 1 - \frac{1}{2\gamma_{sM}^2}, \quad \varepsilon \approx 1 - \beta_{sM} \approx \frac{1}{2\gamma_{sM}^2}. \tag{12}$$

Tabelle 2.

Stern	$\Theta_{\frac{1}{2}L}$	γ_s	Θ_L Max	ε
2 6(1),6	4,3°	13,2	74,0°	0,003
4 5(1),9	5,3°	10,8	54,1°	0,007
5 5(1),11	5,3°	10,8	27,7°	0,021
6 11(3),10	6,7°	8,5	53,8°	0,011
7 4(4),27	7,0°	8,1	48,8°	0,013
8 3,11	8,6°	6,6	34,8°	0,035
9 4,19	9,8°	5,8	75,7°	0,016
11 3(1),9	11,0°	5,1	66,0°	0,023
13 10(4),7	11,5°	4,9	44,3°	0,042
15 3,7	12,2°	4,6	53,8°	0,036
16 3(1),9	13,0°	4,3	30,2°	0,11
17 7(3),7	13,0°	4,3	54,6°	0,055
18 3(1),13	13,1°	4,3	42,3°	0,059
21 3,12	14,1°	4,0	25,6°	0,17
22 21(6),14	14,4°	3,9	56,6°	0,047
23 6(1),11	14,8°	3,8	55,8°	0,052
24 3(1),9	15,6°	3,6	66,7°	0,046
25 15(4),29	15,5°	3,6	82,1°	0,039
26 9,11	17,0°	3,3	45,8°	0,091
27 14(3),12	16,9°	3,3	35,3°	0,14
28 4(1).8	18,0°	3,1	32,8°	0,18
29 2,10	20,0°	2,8	40,0°	0,16
30 2,12	20,5°	2,7	65,3°	0,085
31 12(4),8	21,7°	2,5	42,3°	0,13
32 5(2),6	25,0°	2,2	37,8°	0,29
34 4(1),16	22,2°	2,5	54,2°	0,13

Die Zahl vor dem Komma gibt die Anzahl der „schwarzen Spuren" N_h; in Klammern ist angegeben, wieviel der N_h „grau" sind. Hinter dem Komma steht die Anzahl der „Schauerspuren" n_s.

In Tabelle 2 sind die nach (12) ermittelten ε für diejenigen Sterne bei welchen ein $\Theta_L\text{Max} < \pi/2$ gemessen werden konnte, zusammengestellt.

V. Die Transformation vom Laborsystem ins S-System.

Aus Gleichung (7) folgt, falls $\beta_s/\beta_{sM} = 1$, dass

$$\cos \Theta_s = \frac{-2\,\gamma_s^2 \operatorname{tg}^2 \Theta_L \pm \sqrt{(2\,\gamma_s^2 \operatorname{tg}^2 \Theta_L)^2 - 4\,(\gamma_s^2 \operatorname{tg}^2 \Theta_L + 1)\,(\gamma_s^2 \operatorname{tg}^2 \Theta_L - 1)}}{2\,(\gamma_s^2 \operatorname{tg}^2 \Theta_L + 1)} \quad (13)$$

Fig. 1 zeigt das Histogramm von 34 Sternen mit total 414 Spuren, die auf diese Weise transformiert worden sind.

Die Spitze bei $\Theta_s = 90^0$ im S-System ist erzwungen, indem in der Gleichung (10) der zu $\Theta_{\frac{1}{2}L}$ im S-System gehörige Winkel $\Theta_s(\Theta_{\frac{1}{2}L}) = 90^0$ gesetzt worden ist. Diese 90^0-Spitze hat auch Engler et al.[10])

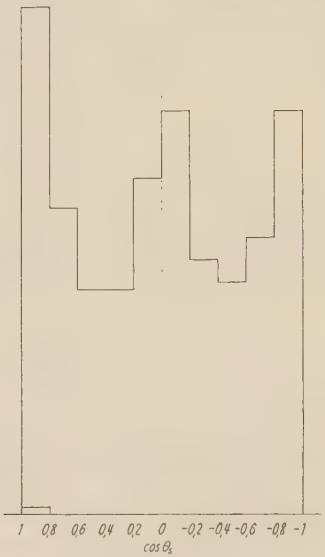

Fig. 1.
Transformation ins S-System mit γ_s und $\beta_s/\beta_{s\,M} = 1$.

bei der Transformation von Protonensternen gefunden. Wir werden im nächsten Abschnitt zeigen, dass bei Verwendung des von der Romgruppe[4]) vorgeschlagenen γ_s, künftighin γ_{sR} genannt, diese besprochene 90^0-Spitze verschwindet.

Bei der eben behandelten Transformation hatten wir das Verhältnis der Geschwindigkeiten der Mesonen im S-System zur Geschwindigkeit des Schwerpunktes β_s gegen das Laborsystem $\beta_s/\beta_{sM} = 1$ gesetzt. Dadurch werden alle Winkel Θ_s im S-System verkleinert,

falls $\beta_s/\beta_{sM} > 1$. Für den Korrekturwinkel $\Delta\Theta_s$ folgt durch Taylorentwicklung

$$\Delta\Theta_s = \frac{\sin\Theta_s}{1+\cos\Theta_s}(\beta_s/\beta_{sM} - 1). \tag{14}$$

In Fig. 2 sind 6 Sterne, bei welchen $\beta_s/\beta_{sM} \geqslant 1{,}10$ ist, mit γ_s ins S-System transformiert worden. Die Darstellung I zeigt die Winkel-

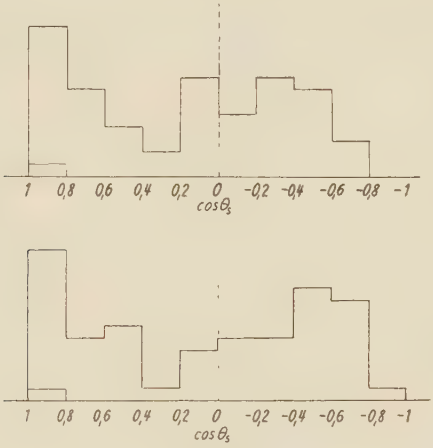

Fig. 2.

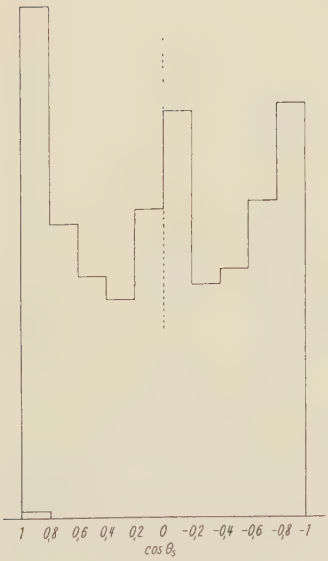

Fig. 3.
Transformation ins S-System mit γ_s, wobei für $\beta_s/\beta_{sM} \geqq 1{,}10$ die Winkel Θ_s nach 14 korrigiert worden sind.

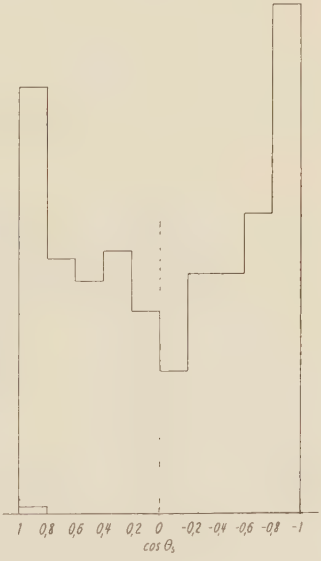

Fig. 4.
Transformation ins S-System mit γ_{sR} und $\beta_s/\beta_{sM} = 1$.

verteilung im S-System, falls $\beta_s/\beta_{sM} = 1$ gesetzt wird. Von total 56 Spuren gehen 10 mehr nach vorne als nach hinten, was eine Verletzung der Symmetrie darstellt. Im Histogramm II sind die gleichen Spuren aufgetragen, jedoch wurde hier für jede einzelne Spur das $\Delta\Theta_s$ aus dem Verhältnis β_s/β_{sM} nach (14) berechnet. Von den total 56 Spuren gehen in diesem Falle 28 nach vorne und 28 nach hinten.

In Fig. 3 sind alle 34 untersuchten Sterne aufgetragen und für diejenigen, bei denen $\beta_s/\beta_{sM} \geqslant 1{,}10$ beträgt, die Winkel im S-System

Tabelle 3.

Stern	β_s	β_{sM}	β_s/β_{sM}
2 6(1),6	0,997	0,997	1,00
4 5(1),9	0,995	0,993	1,00
5 5(1),11	0,996	0,979	1,02
6 11(3),10	0,991	0,989	1,00
7 4(4),27	0,985	0,987	1,01
8 3,11	0,983	0,965	1,02
9 4,19	0,985	0,984	1,00
11 3(1),9	0,982	0,977	1,01
13 10(4),7	0,979	0,958	1,02
15 3,7	0,976	0,964	1,01
16 3(1),9	0,973	0,890	1,10
17 7(3),7	0,997	0,945	1,06
18 3(1),13	0,974	0,941	1,04
21 3,12	0,968	0,830	1,17
22 21(6),14	0,967	0,953	1,02
23 6(1),11	0,965	0,948	1,02
24 3(1),9	0,961	0,954	1,01
25 15(4),29	0,961	0,961	1,00
26 9,11	0,952	0,909	1,05
27 14(3),12	0,952	0,860	1,11
28 4(1),8	0,947	0,820	1,18
29 2,10	0,932	0,840	1,11
30 2,12	0,930	0,915	1,02
31 12(4),8	0,919	0,870	1,06

entsprechend korrigiert worden. In Tabelle 3 sind für alle Sterne, bei denen ein $\Theta_L\mathrm{Max} < \pi/2$ existiert, die Verhältnisse β_s/β_{sM} aufgetragen.

Im folgenden werden wir die Transformationen mit dem von Castagnoli et al.[4]) vorgeschlagenen γ_{sR} vornehmen:

$$ln\,\gamma_{sR} = -\frac{1}{n_s}\sum_{i=1}^{n_s} ln\,\mathrm{tg}\,\Theta_{L,i}. \qquad (15)$$

Aus der Tabelle 4 sind von 34 α-Sternen sowohl die $\gamma_s = \operatorname{ctg} \Theta_{\frac{1}{2}L}$ sowie die γ_{sR}, welche nach (15) ermittelt worden sind, ersichtlich.

Tabelle 4.

Stern	γ_s	γ_{sR}	Stern	γ_s	γ_{sR}
1 1,24	19,1	25,2	18 3(1),13	4,3	4,0
2 6(1),6	13,2	8,0	19 2,14	4,1	4,1
3 4(1),16	12,7	7,2	20 4,25	4,0	3,9
4 5(1),9	10,8	7,2	21 3,12	4,0	7,3
5 5(1),11	10,8	13,0	22 21(6),14	3,9	3,7
6 11(3),10	8,5	7,3	23 6(1),11	3,8	3,8
7 4(4),27	8,1	6,4	24 3(1)9	3,6	3,6
8 3,11	6,6	6,9	25 15(4),29	3,6	3,2
9 4,19	5,8	12,3	26 9,11	3,3	4,3
10 1,6	5,3	10,3	27 14(3),12	3,3	4,1
11 3(1),9	5,1	3,4	28 4(1),8	3,1	4,7
12 1.6	5,1	8,3	29 2,10	2,8	3,1
13 10(4),7	4,9	3,6	30 2,12	2,7	2,8
14 9(4),17	4,8	5,6	31 12(4),8	2,5	3,7
15 3,7	4,6	5,0	32 5(2),6	2,2	3,9
16 3(1),9	4,3	4,9	33 11(5),12	2,5	2,8
17 7(3),7	4,3	6,0	34 4(1),16	2,5	3,1

Fig. 4 zeigt die Winkelverteilung im S-System von 34 α-Sternen, welche mit γ_{sR} und $\beta_s/\beta_{sM} = 1$ transformiert worden sind. Die Spitzen bei $\Theta_s = 90^0$, welche in den Fig. 3 und 1 ersichtlich sind, sind hier verschwunden.

Von total 414 Spuren gehen im S-System 14 ($\sim 3{,}5\,\%$) mehr nach hinten als nach vorne. Diese Tendenz kann zwei Ursachen haben. Erstens gibt die Gleichung (15) den grossen Winkeln Θ_L im Laborsystem ein zu grosses Gewicht, so dass das γ_{sR} leicht überschätzt ist. Zweitens kann die Spitze bei 180^0 durch sekundäre Stösse verursacht worden sein. In Fig. 5 sind diejenigen Sterne aufgetragen, bei denen die Zahl der „schwarzen" und „grauen" Spuren kleiner oder gleich drei ist. Von total 106 Spuren gehen im S-System 7 ($\sim 6{,}5\,\%$) mehr nach vorne als nach hinten. Der angedeutete Überschuss nach vorne dürfte durch die Protonen des primären Heliumkernes verursacht sein. In Fig. 6 sind diejenigen Sterne aufgetragen, bei denen die Zahl der „schwarzen" und „grauen" Spuren grösser als vier ist. In diesem Falle gehen im S-System von total 161 Spuren 7 ($\sim 4{,}5\,\%$) mehr nach hinten als nach vorne.

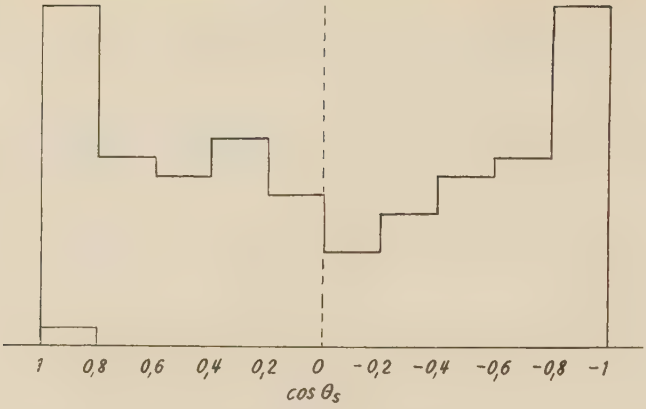

Fig. 5.
Zahl der „schwarzen" und „grauen" Spuren kleiner oder gleich drei.

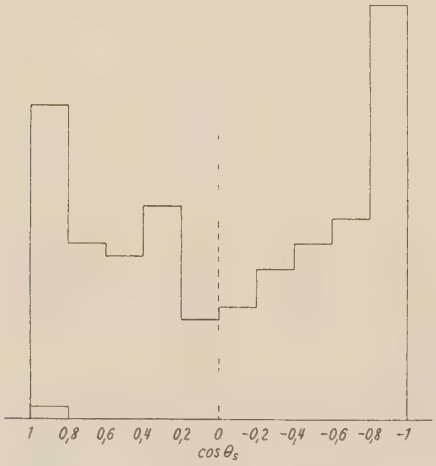

Fig. 6.
Zahl der „schwarzen" und „grauen" Spuren grösser als vier.

VI. Betrachtungen über die Anisotropie im *S*-System.

Nach Fermi[14]) ist die Anisotropie im *S*-System eine Folge der Erhaltung des Drehimpulses. Nach ihm sollten Sterne — im Falle des Nukleon-Nukleon-Stosses — mit kleiner Multiplizität grössere Anisotropie zeigen als solche grosser Multiplizität. Nach Heisenberg[15]) und Landau[16]) sollte die Anisotropie K mit wachsendem γ_s zunehmen.

Wir führen als Mass für die Anisotropie den Quotienten

$$K = \frac{n_s(|\cos \Theta_s| \geq 0{,}5)}{\sum_1^{n_s} n_s} \tag{16}$$

ein, d.h. denjenigen Bruchteil der „Schauerteilchen", der im halben Raumwinkel um die Achse des Primärteilchens liegt. Transfor-

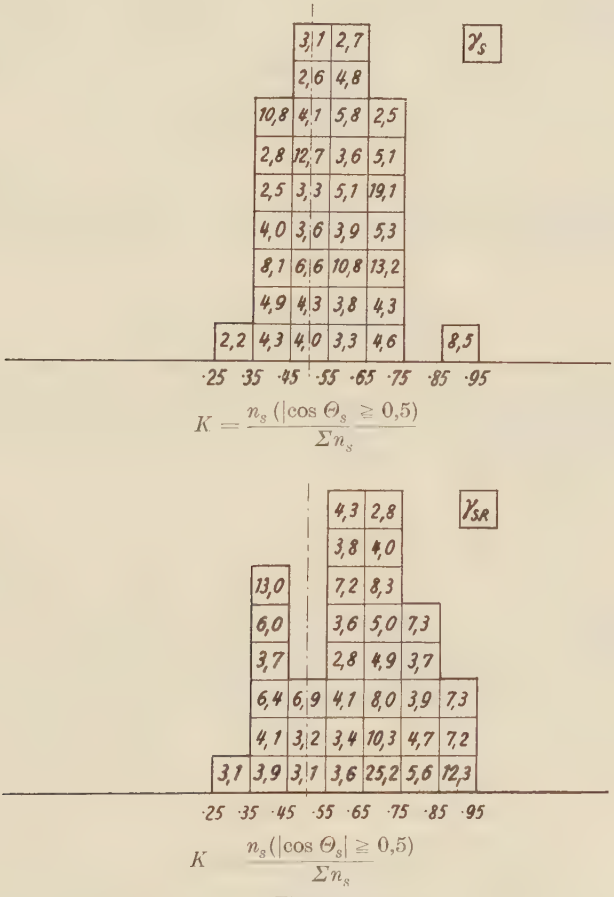

Fig. 7.
Histogramm über die Anisotropie.

mieren wir mit γ_{sR} und $\beta_s/\beta_{sM} = 1$ ins S-System, so erhalten wir die folgenden Anisotropiewerte K ($K = 0{,}5$ bedeutet vollständige Isotropie).

a) Sterne mit $n_s \leqq 10$ (total 15 Sterne)

$$K = \frac{72}{117} = 0{,}615\,, \tag{17}$$

b) Sterne mit $n_s > 10$ (total 16 Sterne).

$$K = \frac{156}{258} = 0{,}605\,. \tag{18}$$

Die Anisotropie der Sterne mit $n_s \leqq 10$ und derjenigen mit $n_s > 10$ ist also ungefähr gleich.

In Fig. 7 sind 34 α-Sterne in Funktion von

$$K = \frac{n_s(|\cos \Theta_s| \geqslant 0{,}5)}{\Sigma n_s}$$

sowohl für γ_s, wie auch für γ_{sR} aufgetragen. Aus dem Histogramm lässt sich kein Zusammenhang zwischen γ_s bzw. γ_{sR} und der Anisotropie erkennen.

VII. Die Multiplizität der α-Sterne.

Der Vergleich zwischen den Multiplizitäten von „Sternen", die durch einfach geladene Teilchen, und solchen, die durch α-Teilchen erzeugt worden sind, ist in der Arbeit von Engler et al.[10]) eingehend

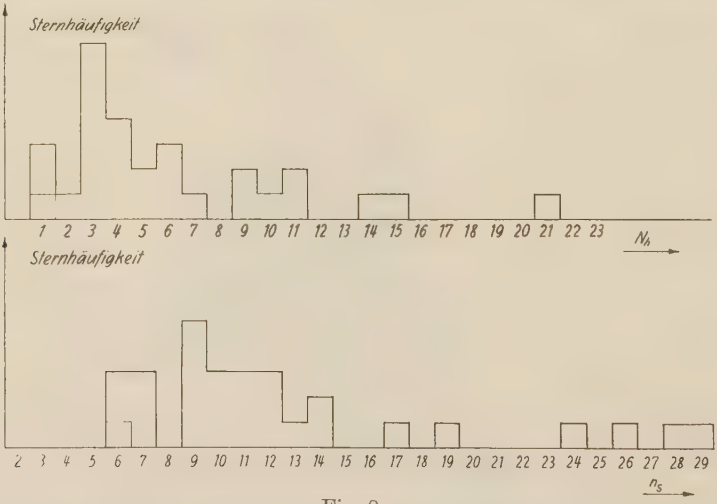

Fig. 8.

diskutiert worden. Engler et al. haben nur Sterne mit einfach geladenen Primärteilchen, die fünf und mehr „Schauerspuren"

besitzen, untersucht. Bei den durch α-Teilchen erzeugten Sternen haben wir hinsichtlich der Schauerteilchenzahl keine Einschränkung vorgenommen. Ferner dürfen für den Vergleich nur Sterne mit einer Primärenergie, die pro Nukleon grösser als $65\, m_0 c^2$ ist, betrachtet werden, denn unterhalb $65\, m_0 c^2$ sind nicht alle gefundenen Sterne mit einfach geladenem Primärteilchen untersucht worden. Bilden wir den Mittelwert der „Schauerteilchenzahl" n_s, $m = \Sigma n_s/\nu$, wo ν die Zahl der Sterne ist, so erhalten wir für die Sterne mit einfach geladenem Primärteilchen $m = 9{,}5$, $\nu = 63$ und für die Sterne mit einem primären α-Teilchen $m = 14{,}3$, $\nu = 7$. Zum Vergleich der Multiplizitäten ziehen wir bei den α-Sternen 2 „Schauerspuren" und bei den durch einfach geladenes Primärteilchen erzeugten Sternen 1/2 „Schauerspur" ab, d. h. wir bilden den Quotienten $n_s^\alpha - 2/n_s^p - 1/2$ und erhalten dafür den Wert 1,3.

In Fig. 8 ist die Häufigkeit der 34 untersuchten α-Sterne in Funktion der „Schauerspuren" n_s und „schwarzen Spuren" N_h dargestellt.

VIII. Verdankungen.

Herrn Prof. Dr. F. G. Houtermans, der das Thema für diese Arbeit gestellt hat, bin ich für viele wertvolle Ratschläge und Diskussionen und sein stets förderndes Interesse zu tiefem Dank verpflichtet.

Herrn Prof. Dr. C. Peyrou danke ich für seine Ratschläge und Diskussionen.

Herrn Dr. M. Teucher, der mich in die Photoplattentechnik eingeführt hat, danke ich für alle seine Bemühungen aufs herzlichste.

Herrn Dr. U. Haber-Schaim und Herrn Dr. W. Thirring danke ich für die Erläuterungen der theoretischen Arbeiten.

Ebenso danke ich den Mikroskopbeobachterinnen Frau B. Messmer, T. Riesen, H. Thirring und R. Müller.

IX. Literaturverzeichnis.

[1]) K. Gottstein und M. Teucher, Naturforschung **8a**, 120 (1953).
[2]) T. F. Hoang, J. Phys. Radium **14**, 395 (1953); **15**, 337 (1954).
[3]) C. C. Dilworth, S. J. Goldsack, T. F. Hoang und L. Scarsi, C. R., Nuovo Cimento **10**, 1201 (1953).
[4]) C. Castagnioli, G. Cortini, C. Franzinetti, A. Manfredini und D. Moreno, Nuovo Cimento **10**, 1539 (1953).
[5]) M. Demeur, C. C. Dilworth und M. Schoenberg, Nuovo Cimento **9**, 92 (1952).

[6]) R. R. Daniel, J. H. Davies, J. H. Mulvey und D. H. Perkins, Phil. Mag. **43**, 753 (1952).
[7]) V. D. Hopper, S. Biswas und J. F. Darly, Phys. Rev. **87**, 545 (1952).
[8]) H. L. Bradt, M. F. Kaplon und B. Peters, Helv. phys. Acta, **23**, 24 (1950).
[9]) E. Pickup und L. Voivodic, Phys. Rev. **84**, 1191 (1951).
[10]) A. Engler, U. Haber-Schaim und W. Winkler, Nuovo Cimento **12**, 930 (1954).
[11]) W. Winzeler, Dissertation, Bern (1955).
[12]) K. Symanzik, Kosmische Strahlung, S. 562 (1953).
[13]) C. Peyrou, B. d'Espagnat und L. Leprince-Ringuet, C. R. Acad. Sci. **228**, 1777. (1949).
[14]) E. Fermi, Phys. Rev. **81**, 683 (1951).
[15]) W. Heisenberg, Z. Phys. **133**, 65 (1952).
[16]) L. D. Landau, Jzw. Akad. Navk SSSR. Scr. Fiz. **17** (1953).

INHALTSÜBERSICHT

(der ungekürzten Arbeit)

I. Einleitung 1

II. Ermittlung der Winkeleinteilung und Fehlerbetrachtung 1

III. Die Bestimmung der Energie des Primärteilchens aus der Winkelverteilung 4

IV. Diskussion der Gleichung $\operatorname{tg} \Theta_L = \frac{1}{\gamma_s} \frac{\sin \Theta_s}{\cos \Theta_s + \beta_s/\beta_{sM}}$ 10

V. Die Bestimmung der Mesonengeschwindigkeit β_{sM} im S-System . . . 13

VI. Die Transformation vom Labor-System ins S-System 15

VII. Betrachtungen über die Anisotropie im S-System 30

VIII. Die Multiplizität der „α-Sterne“ 33

IX. Literaturverzeichnis 37

X. Verdankungen 38

XI. Lebenslauf 39

LEBENSLAUF.

Ich bin am 21. September 1927 in Basel geboren worden. Dort besuchte ich die Primar- und Realschule. 1943 bin ich zur Absolvierung der für die Aufnahmeprüfung ins Technikum Winterthur notwendigen zwei Praxisjahre als Volontär in die Ciba AG., Basel, eingetreten. Von 1945 bis 1948 studierte ich am Kantonalen Technikum in Winterthur Chemie. 1948 trat ich erneut als dipl. Chemiker in die Ciba AG. ein.

Im Frühling 1951 habe ich an der Universität Bern das Physikstudium mit den Nebenfächern Mathematik und Chemie begonnen. Seit dem Wintersemester 1953 bin ich Hilfsassistent bei Herrn Prof. Dr. F. G. Houtermans. Unter seiner Leitung habe ich 1953 bis Ende 1955 meine Lizentiatsarbeit und meine Dissertation ausgeführt.